



**FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING
AND INFORMATION SCIENCE**



**INFORMATION TECHNOLOGY AND
ELECTRICAL ENGINEERING -
DEVICES AND SYSTEMS,
MATERIALS AND TECHNOLOGIES
FOR THE FUTURE**

Startseite / Index:

<http://www.db-thueringen.de/servlets/DocumentServlet?id=12391>

Impressum

Herausgeber: Der Rektor der Technischen Universität Ilmenau
Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. Peter Scharff

Redaktion: Referat Marketing und Studentische
Angelegenheiten
Andrea Schneider

Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
Susanne Jakob
Dipl.-Ing. Helge Drumm

Redaktionsschluss: 07. Juli 2006

Technische Realisierung (CD-Rom-Ausgabe):
Institut für Medientechnik an der TU Ilmenau
Dipl.-Ing. Christian Weigel
Dipl.-Ing. Marco Albrecht
Dipl.-Ing. Helge Drumm

Technische Realisierung (Online-Ausgabe):
Universitätsbibliothek Ilmenau
[ilmedia](#)
Postfach 10 05 65
98684 Ilmenau

Verlag:  Verlag ISLE, Betriebsstätte des ISLE e.V.
Werner-von-Siemens-Str. 16
98693 Ilmenau

© Technische Universität Ilmenau (Thür.) 2006

Diese Publikationen und alle in ihr enthaltenen Beiträge und Abbildungen sind urheberrechtlich geschützt. Mit Ausnahme der gesetzlich zugelassenen Fälle ist eine Verwertung ohne Einwilligung der Redaktion strafbar.

ISBN (Druckausgabe): 3-938843-15-2
ISBN (CD-Rom-Ausgabe): 3-938843-16-0

Startseite / Index:
<http://www.db-thueringen.de/servlets/DocumentServlet?id=12391>

O. Peşteanu

Simulation des elektromagnetischen Kokillenrührens beim Stahlstranggießen

1 EINLEITUNG

Beim Stranggießen (SG) von Brammen wurden die Strömungs- und Konzentrationsfelder nichtmetallischer Einschlüsse im Stahl [1 bis 4], die Strömung beim elektromagnetischen Rühren [5] und die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung in der Gießschlacke [6, 7] berechnet. Für das SG von Rundprodukten wurde die Temperaturverteilung in der Schlacke ermittelt [8] und bei Anwendung des Rotationsrührens die Strömung [9], die Bahnkurven und die Abscheiderate nichtmetallischer Einschlüsse [10] berechnet. Eine verbesserte Oberflächenqualität ergibt sich beim elektromagnetischen Kokillenrühren (EMKR) von Brammen durch den „Wascheffekt“, d.h. das Abwaschen der Aluminiumoxyd-Partikeln von der erstarrten Schalenoberfläche durch den horizontal gerührten flüssigen Stahl, wodurch in der Oberflächenschicht des Stranges größere Einschlüsse, welche in den nachfolgenden Prozessen zu Rissen und Bandfehlern führen können, nicht mehr erscheinen [11 bis 13].

Eine Möglichkeit der Anwendung des Kokillenrührens auch beim Rundstrangguß mit Tauchrohrbetrieb kann das „wandnahe Rühren“ sein [14], welches durch die Verwendung eines Induktors mit zwei Wicklungen verschiedener Polpaarzahlen bewirkt werden kann. Die Kraftdichte wird so eingestellt, daß hauptsächlich die wandnahen Flüssigmetallschichten gerührt werden, wodurch die Gefahren des Einrührens der Schlacke und des schnellen Tauchrohrverschleißes verringert werden. In diesem Beitrag werden für das EMKR in einem Rundstrang das elektromagnetische Feld, die Strömung im Stahl und in der Schlacke, die Temperaturverteilung in der Kokillenwand und in der Schlacke und die Konzentrationen von Argongas und Al_2O_3 -Partikeln berechnet.

2 BERECHNUNGSGEBIET

Die Berechnungen wurden für das EMKR in einem Strang (**Bild 1**) mit den Kenn-
daten gemäß **Tabelle 1** durchgeführt [14]. Es wurde die Methode der endlichen Diffe-

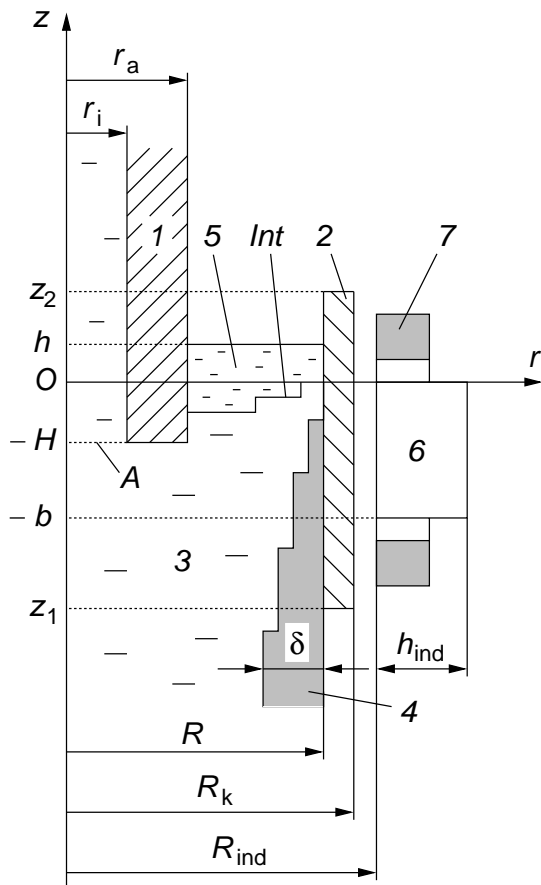


Bild 1: Querschnittshälfte der Stranggießanordnung mit EMKR (schematisch)
 1 Tauchrohr; 2 innere Wand der Kokille; 3 flüssiger Stahl; 4 erstarrte Strangschale; 5 Schlacke; 6 Magnetkreis des Rührinduktors; 7 Wicklungskopf; *Int* intermediäre Fläche Stahl/Schlacke

renzen in Zylinderkoordinaten r , φ , z für ein 75 x 81 Gitter in den r - und z -Richtungen verwendet, welches sich zwischen $z = -4$ m, $z = 0,5$ m, $r = 0$ und $r = 0,5$ m erstreckt.

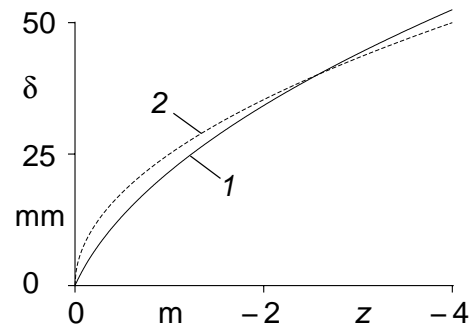
Tabelle 1: Kenndaten der berechneten Stranggießanordnung (Bild 1) [14]

Radius des Rundstranges	$R = 120$ mm
Radien, Eintauchtiefe des Tauchrohrs	$r_i = 17,5$ mm, $r_a = 42,5$ mm, $H = 88,5$ mm
Höhe der flüssigen Schlackenschicht	$h = 10$ mm
Gießgeschwindigkeit	$v_g = 1$ m/min
Materialdaten des flüssigen Stahls	$\sigma = 0,71 \cdot 10^6$ S/m, $\rho_{st} = 7200$ kg/m ³ , $\nu = 0,83 \cdot 10^{-6}$ m ² /s
Dichten der flüssigen Schlacke, der Partikeln	2500 kg/m ³ , $\rho_p = 2700$ kg/m ³
Polpaarzahlen, Speisefrequenzen, Effektivwerte der Strombeläge der zwei dreiphasigen Induktorwicklungen	$p_1 = 4$, $p_2 = 1$, $f_1 = 10$ Hz, $f_2 = 1,5$ Hz, $A_1 = 1100$ A/cm, $A_2 = 200$ A/cm
Abmessungen des Magnetkreises	$b = 400$ mm, $R_{ind} = h_{ind} = 145$ mm
Abmessungen der inneren Kokillenwand aus ELBRODUR G [15]	$R_k = 140$ mm, $z_1 = -600$ mm, $z_2 = 100$ mm

Bild 2: Berechnete Dicke δ der erstarrten Schale

1 gemäß der Gl. (1)

2 mit $\delta = Kt^{0,5}$, $K = 25 \text{ mm min}^{-0,5}$



Die Dicke δ der erstarrten Schale wurde gemäß [16]

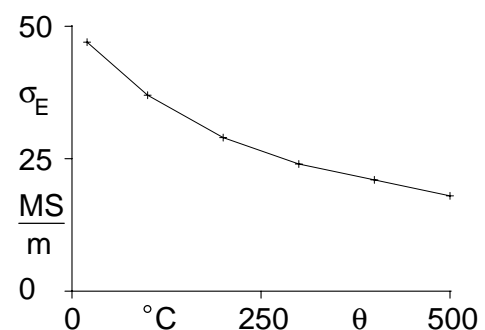
$$\delta = a_{\delta} \left(\sqrt{t + b_{\delta}^2} - b_{\delta} \right), \quad t = \frac{|z|}{v_g}, \quad a_{\delta} = 32 \text{ mm min}^{-0,5}, \quad b_{\delta} = 0,4 \text{ min} \quad (1)$$

berechnet, worin t und v_g die Zeit und die Gießgeschwindigkeit bedeuten. Mit der Gl. (1) ergibt sich innerhalb der Kokille eine genauere Schalendicke als mit $\delta = Kt^{0,5}$, worin K die Erstarrungskonstante darstellt. Für größere Abstände $|z|$ entsprechen die mit der Gl. (1) berechneten Werte einer Konstanten von ungefähr $K = 25 \text{ mm min}^{-0,5}$ (**Bild 2**). Bei Anwendung der Methode der endlichen Differenzen wurde der mit Hilfe der Gl. (1) ermittelte Rand des flüssigen Stahls mit einer treppenförmigen Kurve approximiert (Bild 1).

3 BERECHNUNG DES ELEKTROMAGNETISCHEN FELDES

Für die innere Kokillenwand aus der Kupferlegierung ELBRODUR G [15] wird vom Hersteller die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit σ_E gemäß **Bild 3** angegeben und für einen Strangdurchmesser von 240 mm eine Wanddicke von ungefähr 20 mm empfohlen. Mit einer analytischen 1D Feldberechnung wie in [14] werden zuerst für die angenommenen Abmessungen und für eine Leitfähigkeit der Kokillenwand von 37 MS/m bei 100 °C die optimalen Frequenzen f_1 und f_2 ermittelt (Tabelle 1), bei welchen die Rührkraftdichten die Höchstwerte erreichen.

Bild 3: Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit von ELBRODUR G



Weiter wurde jedes der beiden Drehfelder durch die Anwendung des magnetischen Vektor- für $r \leq R_k$ (Bild 1) und des magnetischen Skalarpotentials für $r \geq R_k$, bis zu einer Tiefe von $z = -0,63 \text{ m} < z_1$ ermittelt.

Die magnetische Feldstärke wird für $r \geq R_k$ gemäß [17, 18]

$$\underline{H}\underline{a} = -\text{grad}(\underline{V}_m \underline{a}) + \underline{e}_r H_{\text{stirn}} \underline{a}, \quad \underline{a} = e^{jp\varphi} \quad (2)$$

berechnet, worin die Polpaarzahl $p = -p_1 = -4$ für die achtpolige und $p = p_2 = 1$ für das zweipolige Drehfeld eingesetzt wird und H_{stirn} eine in [17, 18] angegebene Feldstärke des magnetischen Stirnfeldes im Bereich der Wicklungsköpfe bedeutet. Das Skalarpotential \underline{V}_m wird durch die numerische Lösung der folgenden Gleichung ermittelt:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \underline{V}_m}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \underline{V}_m}{\partial z^2} - \frac{p^2}{r^2} \underline{V}_m = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_{\text{stirn}}). \quad (3)$$

Für $r \leq R_k$ (Bild 1) ergeben sich die Komponenten \underline{A}_r und \underline{A}_z des Vektorpotentials in den Punkten des versetzten Gitters (staggered grid) durch die Lösung der folgenden, konservativ geschriebenen Differentialgleichungen [19]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \underline{A}_r) \right) + \frac{\partial^2 \underline{A}_r}{\partial z^2} - \left(\frac{p^2}{r^2} + j\omega\mu_0\sigma \right) \underline{A}_r &= \underline{T}_r, \\ \underline{T}_r &= \frac{jp}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r \underline{A}_\varphi) - jp \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\underline{A}_\varphi}{r} \right) + \mu_0\sigma \left(-\underline{E}_r + \frac{\partial \underline{V}}{\partial r} \right), \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \underline{A}_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \underline{A}_z}{\partial z^2} - \left(\frac{p^2}{r^2} + j\omega\mu_0\sigma \right) \underline{A}_z &= \mu_0\sigma \left(-\underline{E}_z + \frac{\partial \underline{V}}{\partial z} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

worin ω die Netzkreisfrequenz ist, σ die raumabhängige elektrische Leitfähigkeit bedeutet und \underline{E}_r und \underline{E}_z die Komponenten der durch die Bewegung mit der Geschwindigkeit \underline{v} hervorgerufene elektrischen Feldstärke

$$\underline{E} = \underline{v} \times \underline{B} \quad (5)$$

bezeichnen. Die Komponente \underline{A}_φ wird mit Hilfe der Coulomb-Konvention

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \underline{A}_r) + \frac{jp}{r} \underline{A}_\varphi + \frac{\partial \underline{A}_z}{\partial z} = 0 \quad (6)$$

in den Hauptgitterpunkten ermittelt, wodurch die Differenzengleichungen der Gln. (4) verbessert das Durchflutungsgesetz approximieren [19].

In den Gln. (4) stellt \underline{V} ein elektrisches Potential im Innern der Leiter dar, welches sich in dem Stahlstrang mit konstanter σ durch die Lösung der komplexen Form der Gleichung $\Delta V = \text{div } \underline{E}$ ergibt. In der Kokillenwand, wo die Leitfähigkeit σ_E von der Temperatur abhängt, wird \underline{V} durch die Anwendung der folgenden Gleichung bestimmt

$$\operatorname{div} \sigma_E \operatorname{grad}(\underline{V} \underline{a}) = \operatorname{div} \sigma_E (-j\omega \underline{A} \underline{a}). \quad (7)$$

In die Lösung der Gln. (3) und (4) werden die in [18, 19] angegebenen Randwerte und Randbedingungen verwendet. Durch Annulierung der normalen Wirbelstromdichte an den Leiteroberflächen und an der Zwischenfläche Stahlstrang/Kokille, wo der Strang und die Kokille durch einen Schlackenfilm elektrisch getrennt sind, werden auch die Randwerte für \underline{V} ermittelt.

4 BERECHNUNG DER KOKILLENWANDTEMPERATUR

Die Temperatur θ der Kokillenwand wird durch die Lösung der Gleichung

$$\operatorname{div} \lambda_E \operatorname{grad} \theta + \frac{J_1^2 + J_2^2}{\sigma_E(\theta)} = 0 \quad (8)$$

numerisch berechnet, worin $\lambda_E = 355 \text{ W/(mK)}$ die zwischen 20°C und 350°C praktisch konstante Wärmeleitfähigkeit von ELBRODUR G ist [15], $\sigma_E(\theta)$ gemäß der Abhängigkeit in Bild 3 ermittelt wird und J_1 und J_2 die Effektivwerte der von den beiden Drehfeldern induzierten Stromdichten bezeichnen.

In die Temperaturberechnung werden die folgenden Randbedingungen verwendet: Auf der heißen Kokillenwand bei $r = R$ (Bild 1) wird die Wärmestromdichte [20]

$$q_1 = A e^{\alpha_1 z}, \quad A = 2 \text{ MW/m}^2, \quad \alpha_1 = 1,5 \text{ m}^{-1} \quad (9)$$

für $z_1 \leq z \leq 0$ angegeben und über dem Meniskus, d.h. für $0 \leq z \leq z_2$ mit dem Ansatz

$$q_2 = A e^{-\alpha_2 z}, \quad \alpha_2 = 30 \text{ m}^{-1} \quad (10)$$

angenähert vorgegeben. Auf der äußeren vertikalen Wand bei $r = R_k$ wird die Randtemperatur 50°C verwendet. Der Wärmetransport durch den horizontalen Wandrändern bei $z = z_1$ und $z = z_2$ wird vereinfacht vernachlässigt.

5 STRÖMUNGSBERECHNUNG

Die turbulente Strömung des flüssigen Stahls wurde mit einer anisotropen Version des k - ε Modells berechnet [14], welche für Rotationsströmungen hergeleitet wurde. Auf der treppenförmigen Kurve der erstarrten Schalenoberfläche wurden die Geschwindigkeit gleich der Gießgeschwindigkeit und die Ableitungen der kinetischen Turbulenzenergie k in Normalenrichtung gleich Null eingesetzt. Auf den schmalen horizontalen Anteilen der treppenförmigen Kurve wurde die Wandschubspannung vernachlässigt.

Die laminare Strömung der Schlacke wurde mit einer temperaturabhängigen Visko-

sität berechnet. Dafür wurde auch die Temperaturverteilung in der Schlacke durch die Anwendung einer konstanten Wärmeleitfähigkeit [6] numerisch ermittelt [14].

Die Grenzfläche Stahl/Schlacke *Int* wird ebenfalls mit einer treppenförmigen Kurve approximiert (Bild 1), welche so bestimmt wird, daß auf ihr die Normalgeschwindigkeit gleich Null ist und in den beiden Fluiden sich dieselben Tangentialgeschwindigkeiten, Schub- und Normalspannungen in z-Richtung [14]

$$\sigma_z = p - 2\mu_e \frac{\partial v_z}{\partial z} \quad (11)$$

ergeben, wobei p und μ_e den Druck und die effektive dynamische Viskosität bezeichnen.

6 STRÖMUNGSVERÄNDERUNG DURCH DAS ARGONGAS

Argongas kann mit dem Stahl durch das Tauchrohr eingeblasen werden, um z.B. die Verstopfung des Tauchrohrs durch die Al_2O_3 -Partikeln zu vermeiden. Weil die Strömung des flüssigen Stahls durch die Auftriebskräfte der Gasblasen verändert wird, muß für die Strömungsberechnung auch die Gaskonzentration ermittelt werden. Die Volumenkonzentration c_b der Blasen des Argongases, d.h. sein Gasvolumenanteil in dem Gemisch flüssiger Stahl-Gas, kann mit der folgenden Gleichung bestimmt werden [21]

$$\text{div} (\mathbf{v}_b c_b - v_t \text{grad} c_b) = 0, \quad (12)$$

worin v_t die turbulente Viskosität darstellt und die Gasblasengeschwindigkeit \mathbf{v}_b mit der Geschwindigkeit \mathbf{v} des flüssigen Stahls und einer konstanten Aufstiegsgeschwindigkeit v_{ba} eines kennzeichnenden Blasentyps, z.B. $v_{ba} = 0,25 \text{ m/s}$ [1], gemäß

$$\mathbf{v}_b = \mathbf{v} + v_{ba} \mathbf{e}_z \quad (13)$$

ermittelt wird, mit Ausnahme der horizontalen Tauchrohrwand, auf welcher $v_b = 0$ ist.

Der Einfluß der Gasblasen auf die Strömung wird durch die Einführung in die Impulstransportgleichungen einer zusätzlichen Auftriebskraftdichte [21]

$$\mathbf{f}_a = \rho_{st} c_b g \mathbf{e}_z \quad (14)$$

berücksichtigt, worin ρ_{st} die Dichte des flüssigen Stahls bedeutet und $g = 9,81 \text{ m/s}^2$.

Die Konzentration c_{b0} des einlaufenden Gases wird unmittelbar über der Austrittsfläche A des Tauchrohrs (Bild 1) angegeben. Weil $v_{ba} \gg v_g$ ist, erscheinen Blasen nur in der Nähe des Tauchrohrs wo v_ϕ gering ist und darum wird der Blasenantrieb zur Mitte durch die Zentripetalkräfte vernachlässigt. Ebenfalls weil $v_{ba} \gg v_g$ ist, ergibt sich $c_b = 0$ an der Erstarrungsfront und der unteren Ausströmfläche, wodurch die Angabe einer Blasengeschwindigkeit an diesen Rändern keinen Einfluß in den Berechnungen hat.

7 BERECHNUNG DER PARTIKELKONZENTRATIONEN

Die Partikelkonzentration, d.h. die Anzahl der Al_2O_3 -Partikeln pro Volumeneinheit des Stahls, wird für m kugelförmige Partikeltypen mit den ausgewählten, wachsenden Durchmessern d_i durch die Lösung der folgenden Transportgleichungen bestimmt [22]

$$\text{div } \mathbf{q}_i = s_i, \quad \mathbf{q}_i = \mathbf{v}_{pi} c_i - v_t \text{grad } c_i, \quad i = 1, 2, \dots, m, \quad (15)$$

worin \mathbf{q}_i und c_i die Stromdichte und die Konzentration der Partikeln bedeuten und s_i einen Quellterm darstellt. Die Partikelgeschwindigkeit \mathbf{v}_{pi} ergibt sich aus dem Gleichgewicht der auf einer Partikel beim Rotationsrühren ausgeübten Auftriebs-, Zentripetal- und stationäre Widerstandskraft in der folgenden Form

$$\mathbf{v}_{pi} = \mathbf{v} + \frac{(\rho_{st} - \rho_p) d_i^2}{18 \rho_{st} v b_i} \left(-\frac{v_\phi^2}{r} \mathbf{e}_r + g \mathbf{e}_z \right). \quad (16)$$

In der Gl. (16) stellen ρ_p und v die Partikeldichte und die kinematische laminare Viskosität des flüssigen Stahls dar und b_i bezeichnet einen von der Partikel-Reynoldszahl Re_{pi} abhängigen Vergrößerungsfaktor des Stokesschen Widerstandbeiwertes [23]

$$b_i = 1 + 0,15 \text{Re}_{pi}^{0,687}, \quad \text{Re}_{pi} = \frac{|\mathbf{v} - \mathbf{v}_{pi}| d_i}{v}. \quad (17)$$

7.1 Quell- und Senkterme

Der Term $s_i = Q_i + S_i$ in den Gln. (15) setzt sich zusammen aus einem Quellterm [24]

$$\begin{aligned} Q_i &= Q_{iM} + Q_{iN}, \quad Q_{iM} = \sum_{k=1}^{i-1} \sum_{j=1}^k M_{ijk} \beta_{jk} c_j c_k, \quad Q_{iN} = \sum_{k=1}^i \sum_{j=1}^k N_{ijk} \beta_{jk} c_j c_k, \\ M_{ijk} &= \frac{V_{jk} - V_{i-1}}{V_i - V_{i-1}}, \quad V_{jk} = V_j + V_k \quad \text{für} \quad V_{i-1} < V_{jk} \leq V_i, \\ M_{ijk} &= 0 \quad \text{für} \quad V_{jk} \leq V_{i-1} \quad \text{oder} \quad V_{jk} > V_i, \\ N_{ijk} &= \frac{V_{i+1} - V_{jk}}{V_{i+1} - V_i} \quad \text{für} \quad V_i < V_{jk} < V_{i+1}, \\ N_{ijk} &= 0 \quad \text{für} \quad V_{jk} \leq V_i \quad \text{oder} \quad V_{jk} \geq V_{i+1}, \end{aligned} \quad (18)$$

in welchen $V_i = \pi d_i^3 / 6$ das Partikelvolumen ist und einem Senkterm [25]

$$S_i = - \sum_{j=1}^{m-1} (1 + \delta_{ij}) \beta_{ij} c_i c_j, \quad (19)$$

worin δ_{ij} das Kroneckersymbol bedeutet. Die Kollisionsrate β_{ij} in den Gln. (18) und (19) wird mit der turbulenten Kollisionsrate berechnet [26 bis 28]

$$\beta_{ij} = \alpha 1,3 \frac{(d_i + d_j)^3}{8} \sqrt{\frac{\varepsilon}{v}}. \quad (21)$$

In der Gl. (21) bezeichnet α den Koagulationskoeffizienten.

Mit den Quelltermen (18) werden in der Koagulationsberechnung sowohl die Erhaltung des Gesamtvolumens der Partikeln als auch die Bedingung, daß durch die Koagulation halb so viele Partikeln neu entstehen, erfüllt [24, 29]. Die Gln. (18) stellen eine verallgemeinerte Form der in [24, 29] angegebenen Quellterme dar, welche man nur dann anwenden kann, wenn die Partikelvolumina der Bedingung $2V_i \leq V_{i+1}$ genügen. Bei Anwendung der Gln. (18) muß nur die Bedingung $2V_{m-1} \leq V_m$ erfüllt werden.

Für die m Partikeltypen wird einerseits berücksichtigt, daß Partikeln 1-ter Ordnung nur durch Koagulation von Partikeln derselben Ordnung entstehen können und andererseits wird die Koagulation der Partikeln m -ter Ordnung vernachlässigt, d.h. $\beta_{im} = 0$, wodurch die Terme s_i in den Gln. (15) die folgenden Ausdrücke haben:

$$s_1 = Q_{1N} + S_1, \quad s_i = Q_{iM} + Q_{iN} + S_i, \quad i = 2, 3, \dots, m-1, \quad s_m = Q_{mM}. \quad (22)$$

7.2 Randbedingungen

Die Partikelkonzentration des einlaufenden Stahls wird unmittelbar über der Austrittsfläche A des Tauchrohrs (Bild 1) mit einer Exponentialfunktion angegeben

$$c_{i0} = c_0 e^{-a_c d_i / 2}. \quad (23)$$

An den anderen Rändern wird durch die Verwendung in die Approximation der konvektiven Terme des Stromauf-Ansatzes 1. Ordnung die normale Stromdichte q_{in} als

$$q_{in} = \mathbf{v}_{pi} \mathbf{n} c_{in} = v_{pin} c_{in} \quad (24)$$

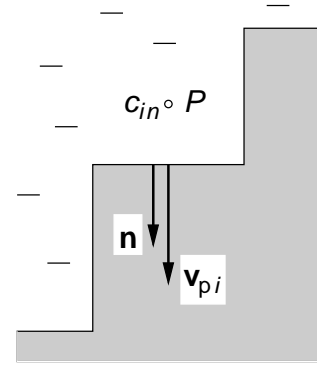
ermittelt, worin \mathbf{n} und c_{in} den nach außen gerichteten Normaleneinheitsvektor und die randnächste Partikelkonzentration in Normalenrichtung bezeichnen. Somit wird der von der Schlacke durch die Grenzfläche Int (Bild 1) absorbierte Volumenstrom gemäß

$$\Phi_{int} = \sum_{i=1}^m V_i \int_{Int} v_{pin} c_{iint} dA \quad (25)$$

berechnet, worin c_{iint} die grenzflächennächste Konzentration bedeutet. An den vertikalen Wänden des Tauchrohrs und der erstarrten Schale ergeben sich mit den Gln. (16) und (24) $v_{pin} = 0$ und $q_{in} = 0$.

An den folgenden horizontalen Rändern wird die mit der Gl. (16) berechnete Normalgeschwindigkeit verändert, um die Partikelströme korrekt zu simulieren:

Bild 4: Partikelgeschwindigkeit an der Erstarrungsfront und randnächster Gitterpunkt P in Normalenrichtung



- 1) An der undurchlässigen horizontalen Tauchrohrwand wird $v_{piz} = 0$ eingesetzt.
- 2) In Abwesenheit des Rührens werden die Partikeln an den horizontalen Anteilen der Erstarrungsfront von der erstarrten Schale aufgenommen, wodurch sie das Berechnungsgebiet mit der Gießgeschwindigkeit verlassen. Beim SG mit EMKR können die Partikeln von der Schale nicht mehr aufgenommen werden, wenn ihre Geschwindigkeit eine durchmesserabhängige Grenzgeschwindigkeit überschreitet. Dieser „Wascheffekt“ wird in die Ermittlung der Partikelgeschwindigkeit $\mathbf{v}_{pi} = v_{piz} \mathbf{e}_z$ an den horizontalen Anteilen der erstarrten Schalenoberfläche (**Bild 4**) folgendermaßen berücksichtigt [30]:

$$\begin{aligned} v_{piz} &= -v_g \quad \text{für } d_i^+ = \frac{v_{\tau} d_i}{v} < 3,1, \\ v_{piz} &= 0 \quad \text{für } d_i^+ \geq 3,1, \end{aligned} \quad (26)$$

worin v_{τ} die für den wandnächsten Gitterpunkt P berechnete Wandschubspannungsgeschwindigkeit bezeichnet.

Wenn an dem Ausströmrand bei $z = -4$ m die mit der Gl. (16) berechnete Geschwindigkeitskomponente $v_{piz} < 0$ ist, dann verlassen die Partikeln vom Typus i das Berechnungsgebiet durch diesen Rand mit einer Ausströmgeschwindigkeit $-v_{piz}$. Wenn $v_{piz} > 0$ ist, d.h. wenn die Partikelauftiegeschwindigkeit größer als die Gießgeschwindigkeit ist, dann wird die Partikelgeschwindigkeit an dem Ausströmrand $v_{piz} = 0$ gesetzt, d.h. es können von unten keine Partikeln mehr zurücklaufen.

7.3 Abscheiderate und Partikelkonzentration im gegossenen Strang

Die Abscheiderate ist das Verhältnis des von der Schlacke absorbierten Volumenstroms (25) und des durch die Fläche A (Bild1) einlaufenden Stroms Φ_0

$$a_r = \frac{\Phi_{\text{int}}}{\Phi_0}, \quad \Phi_0 = \sum_{i=1}^m V_i \int_A -v_{piz} c_{i0} dA, \quad (27)$$

worin für v_{piz} das Minusvorzeichen eingeführt wurde, weil $v_{piz} < 0$ auf A ist.

Die radiale Verteilung der Partikelkonzentration c_{stri} in dem erstarrten Strang wird mit der Konzentration c_{in} in dem randnächsten Gitterpunkt P (Bild 4) und der Partikelgeschwindigkeit an der Erstarrungsfront (26) folgendermaßen berechnet

$$\begin{aligned} c_{stri} &= c_{in} \text{ wenn } v_{piz} = -v_g \text{ ist,} \\ c_{stri} &= 0 \text{ wenn } v_{piz} = 0 \text{ ist.} \end{aligned} \quad (28)$$

Für jeden Partikeltypus wird das Integral der Quellterme s_i , berechnet über das Volumen V_{st} des Stahlstranges zwischen $z = -4$ m und $z = 0$, dem einlaufenden Partikelstrom hinzugefügt, um eine Bezugskonzentration c_{bezi} gemäß

$$\int_{V_{st}} s_i dV + c_{i0} \int_A -v_{piz} dA = c_{bezi} \int_A -v_{piz} dA \quad (29)$$

zu definieren. Die endgültige Konzentration (28) wird auf c_{bezi} bezogen:

$$c_{si} = \frac{c_{stri}}{c_{bezi}}. \quad (30)$$

8 ERGEBNISSE

Bei den optimalen Frequenzen (Tabelle 1) verkleinern sich mäßig die berechneten Komponenten der magnetischen Drehfeldinduktionen gegenüber der idealen Leerlaufinduktion B_0 eines unendlich langen Induktors (**Bild 5**).

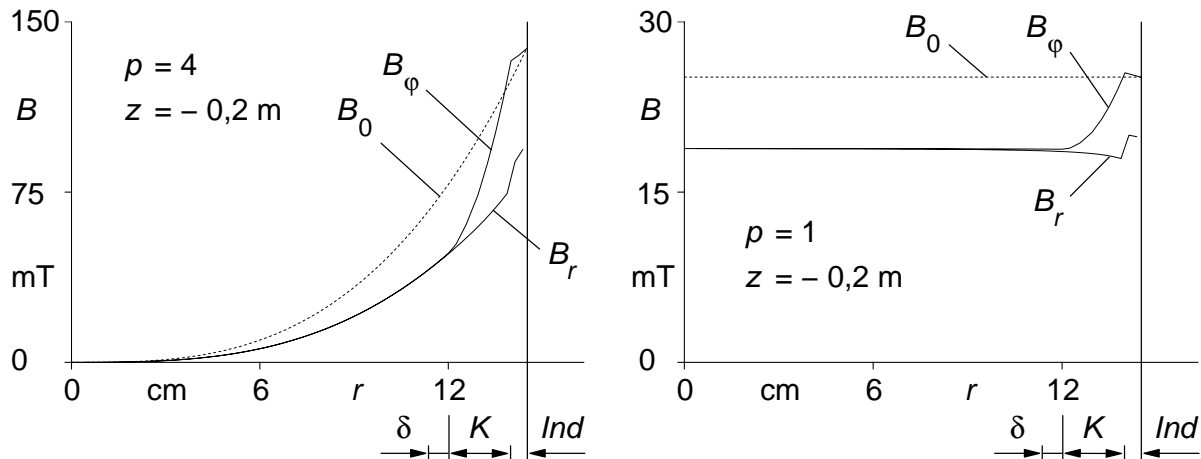


Bild 5: Berechnete Verteilungen der Effektivwerte der magnetischen Induktionskomponenten in der Rührermittlebene und der idealen Leerlaufinduktion $B_0 = \mu_0 A (r / R_{ind})^{p-1}$; die Lage des Magnetkreises des Induktors, der Kokillenwand und der erstarrten Schale wurden mit Ind , K und δ dargestellt

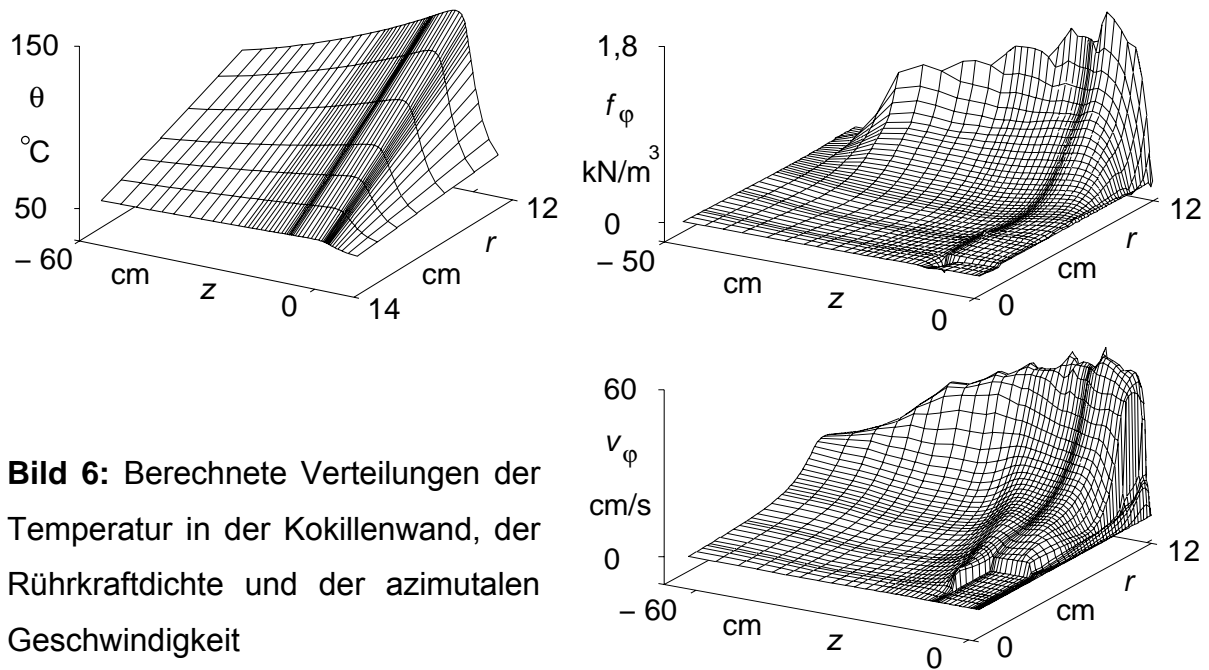


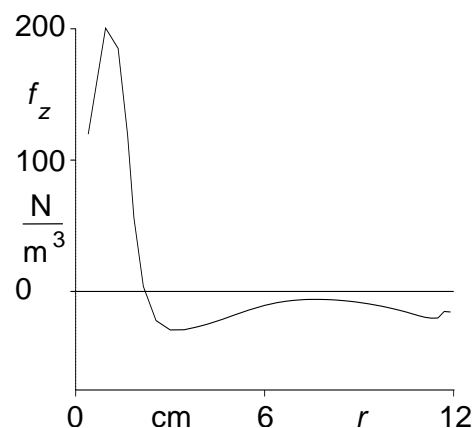
Bild 6: Berechnete Verteilungen der Temperatur in der Kokillenwand, der Rührkraftdichte und der azimuthalen Geschwindigkeit

Der Mittelwert der berechneten Kokillenwandtemperatur ist ungefähr gleich mit der Temperatur von 100 °C (**Bild 6**), welche in die analytische 1D Feldberechnung für die Ermittlung der optimalen Frequenzen verwendet wurde.

Die unregelmäßigen Verteilungen der Rührkraftdichte und der azimuthalen Geschwindigkeit bei größeren Radien in Bild 6, d.h. in Nähe der erstarrten Schale, erscheinen wegen der treppenförmigen Kurve, mit welcher die Erstarrungsfront bei Anwendung der Methode der endlichen Differenzen in zylindrischen Koordinaten approximiert wurde.

In dem zweipoligen Drehfeld wird eine Bremskraft, d.h. mit einer Dichte $f_z > 0$ auf dem aus dem Tauchrohr einströmenden flüssigen Stahl ausgeübt (**Bild 7**). Somit wird vorteilhaft, wie bei dem elektromagnetischen Bremsen in einem stationären Magnetfeld, das tiefe Eindringen des überhitzten Stahls in dem Sumpf gebremst, was z.B. an den Geschwindigkeitsvektoren bei $z = -28,5$ cm in **Bild 8** ersichtlich ist.

Bild 7: Berechnete Verteilung der im zweipoligen Drehfeld ausgeübten axialen Kraftdichte bei $z = -0,106$ m



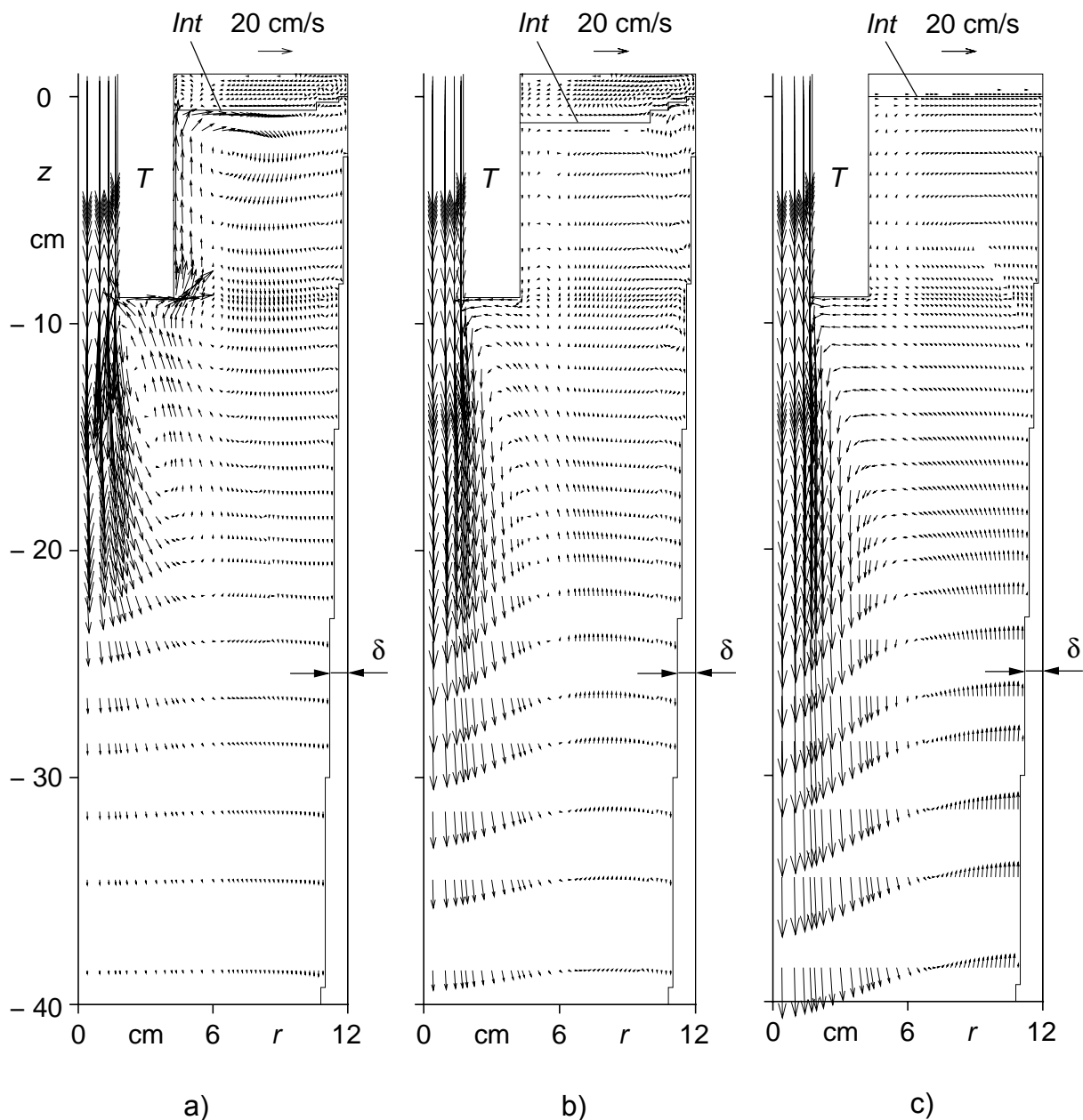


Bild 8: Berechnete Verteilungen der Geschwindigkeitsvektoren innerhalb der Kokille
 a) mit EMKR und Einblasen von Argongas
 b) mit EMKR und ohne Einblasen von Gas
 c) ohne EMKR und ohne Einblasen von Gas
T Tauchrohr; *Int* Grenzfläche Stahl/Schlacke

Für eine angenommene Gasrate des eingeblasenen Argons von 0,84 NI/min und unter Berücksichtigung eines Volumenausdehnungsfaktors von ungefähr 6 erhält man einen Volumenstrom Gas von 5 l/min und mit dem Volumenstrom des flüssigen Stahls von 45,2 l/min ergibt sich ein Volumenanteil der einlaufenden Gasblasen von $c_{b0} = 0,1$.

Durch die Auftriebskräfte der Blasen wird die Strömung des flüssigen Stahls nach oben gelenkt, was in Bild 8a) an den aufwärtsgerichteten Vektoren neben der äußeren Tauchrohrwand zu erkennen ist. Somit wird das tiefe Eindringen im Sumpf des überhitzten Stahls noch mehr gebremst, was in Bild 8 an den Vektoren bei $z = -38,5$ cm, also nahe dem Austritt aus der Kokille, ersichtlich ist.

Die Konzentrationen wurden für $m = 21$ Partikeltypen mit den Durchmessern $d_i = 10i \mu\text{m} = 10, 20, \dots, 200 \mu\text{m}$ und $d_m = 260 \mu\text{m}$ ermittelt.

Die turbulenten Kollisionsraten (21) wurden mit dem experimentell ermittelten Koagulationskoeffizient $\alpha = 0,18$ [28] berechnet. Für die Einlaufkonzentrationen (23) wurden die Werte $c_0 = 1,873 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$ und $a_c = 2,9 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$ verwendet, welche mit Hilfe der in [27] angegebenen 12 Partikelkonzentrationen bestimmt wurden.

Bei Lösung mit dem Gauss-Seidel-Verfahren wurden für die Berechnung der diagonalen Elemente der Koeffizientenmatrix auch die positiven Koeffizienten von c_i

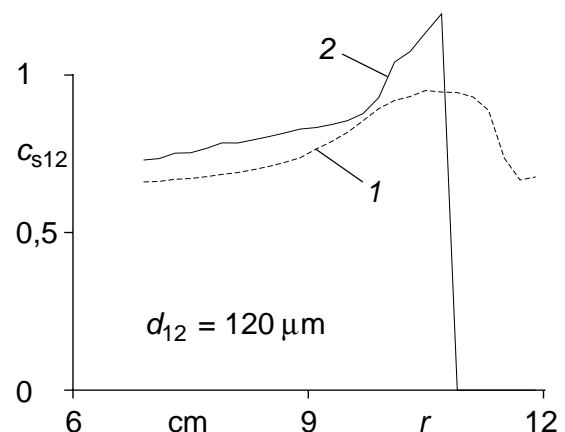
$$a_i = \sum_{j=1}^{m-1} (1 + \delta_{ij}) \beta_{ij} c_j - \sum_{j=1}^i N_{ij} \beta_{ji} c_j \quad (31)$$

verwendet, welche sich aus den Senk- und Quelltermen ergeben, wodurch eine beträchtliche Konvergenzverbesserung bewirkt wird.

Durch die Einbeziehung der Kollisionen und Koagulationen ergibt sich beim SG mit EMKR die Abscheiderate $a_r = 0,122$, welche ungefähr 6 Mal größer als die mit $s_i = 0$ berechnete Rate ist.

Ohne Rühren ist die bezogene Konzentration c_{s12} der Partikeln mit dem Durchmesser $120 \mu\text{m}$ verschieden von Null bis zum Strangrand (**Bild 9**), d.h. es sind nachteilig größere Partikeln auch in der Oberflächenschicht vorhanden. Mit EMKR und Einblasen von Argongas ist $c_{s12} = 0$ in der Randschicht mit einer Dicke von $1,1$ cm (Bild 9). Sie entspricht der industriell gemessenen Abwesenheit von Partikeln mit größeren Durchmessern als $100 \mu\text{m}$ in der 1 cm dicken Oberflächenschicht von kokillengerührten Brammen [11 bis 13].

Bild 9: Berechnete Verteilungen der Konzentration von Aluminiumoxyd-Partikeln mit dem Durchmesser $120 \mu\text{m}$
1 ohne EMKR und ohne Einblasen von Gas;
2 mit EMKR und Einblasen von Argongas



Literatur

- [1] Grimm, B., Andrzejewski, P., Müller, K., Tacke, K.-H.: Inclusions in continuously cast steel slabs - numerical model and validation. *steel research* 70 (1999) No. 10, S. 420-429
- [2] Moon, C.H., Hwang, S.M.: Analysis of flow, heat transfer, solidification, and inclusion removal in continuous slab caster by finite element method. *Ironmaking Steelmaking* Vol. 30 (2003) No. 1, S. 48-56
- [3] Naveau, P., Visser, H., Galpin, J.M., Sussek, G.: Investigation of the mechanisms of gas bubbles/inclusions entrapment in the solidified steel shell: final report. Report-Nr. EUR-21422-EN: Casting, reheating and direct rolling, Contract no. 7210-PR/212. Luxembourg: Office for Official Publications of the European Communities 2005
- [4] Javurek, M., Gittler, Ph., Rössler, R., Kaufmann, B., Preßlinger, H.: Simulation of Nonmetallic Inclusions in a Continuous Casting Strand. *steel research int.* 76 (2005) No. 1, S. 64-70
- [5] Sawada, I., Okazawa, K., Takeuchi, E., Shigematsu, K., Tanaka, H.: Development and Application of Simulator for Analyzing Molten Steel Flow and Inclusion Behavior in Continuous Casters. *Nippon Steel Technical Report* No. 67 (1995), S. 7-12
- [6] McDavid, R.M., Thomas, B.G.: Flow and Thermal Behavior of the Top Surface Flux/Powder Layers in Continuous Casting Molds. *Metall. Mater. Trans. B* Vol. 27B (1996), S. 672-685
- [7] Macías, E.A., Castillejos, A.H., Acosta, F.A., Herrera, M.G., Neumann, F.: Modelling molten flux layer thickness profiles in compact strip process moulds for continuous thin slab casting. *Ironmaking Steelmaking* Vol. 29 (2002) No. 5, S. 347-358
- [8] Goldschmit, M.B., González, J.C., Dvorkin, E.N.: Finite element model for analysing liquid slag development during continuous casting of round bars. *Ironmaking Steelmaking* Vol. 20 (1993) No. 5, S. 379-385
- [9] Spitzer, K.-H., Dubke, M., Schwerdtfeger, K.: Rotational Electromagnetic Stirring in Continuous Casting of Round Strands. *Metall. Trans. B* Vol. 17B (1986), S. 119-131
- [10] Harloff, A., Pütz, O., Rödl, S., Striedinger, R., Sucker, D.: Improvement of Melt and Cleanliness in Ladle, Tundish and Mould by Application of Advanced Simulation Techniques. *steel research int.* 76 (2005) No. 1, S. 13-21
- [11] Nakashima, J., Fukuda, J., Kiyose, A., Kawase, T., Ohtani, Y., Doki, M.: Improvement of Slab Surface Quality with In-mold Electromagnetic Stirring. *Nippon Steel Tech. Report*, No. 86 (2002), S. 61-67
- [12] Kittaka, S., Watanabe, K., Kanki, T., Miura, Y.: Nippon Steel In-Mold Electro-Magnetic Stirrer "M-EMS" for Slab Caster. *Nippon Steel Tech. Report*, No. 86 (2002), S. 68-73
- [13] Shima, S., Maruki, Y., Toh, T., Tsunenari, K.: Continuous Caster Design for High Quality Steel in Nippon Steel Corporation. *ISSTech 2003 Conf. Proc. (Indianapolis)*, Vol. 1, ISS Publication, Warrendale, 2003, S. 721-731
- [14] Peşteanu, O., Schwerdtfeger, K.: Berechnung der Strömung und der Einschlußabscheidung in elektromagnetischen Kokillerrührern beim Stranggießen. *Tagungsband Workshop Elektroprozesstechnik 2003, TU Ilmenau, Bericht 6*
- [15] Special products. Copper and Copper Alloys. Moulds for Continuous Casting of Steel. *Prospekt der Firma KM Europa Metal (KME)*
- [16] Schwerdtfeger, K.: Heat Withdrawal in Continuous Casting of Steel. Chapter 4 in: *The Making, Shaping and Treating of Steel (Elektronische Ressource)*, 11th Edition, Casting Volume, Hrsg.: Cramb, A.W. Pittsburgh, Pa: The AISE Steel Foundation 2003
- [17] Ivanov-Smolenskij, A.V., Abramkin, Ju.V., Vlasov, A.I., Kuznecov, V.A.: *Universalnyi metod rasčeta élektromagnitnykh processov v élektřičeskikh mašinach*. Moskva: Énergoatomizdat. 1986
- [18] Peşteanu, O.: Berechnung des magnetischen Feldes in Rotationsrührern beim Stranggießen. *elektrowärme int.* 59 (2001) 3, S. 114-115
- [19] Peşteanu, O., Baake, E., Nacke, B.: Induktives Schwebeschmelzen mit zwei Frequenzen. *Tagungsband Workshop Elektropozesstechnik 2004, TU Ilmenau, Bericht 8*
- [20] Schwerdtfeger, K.: Heat Withdrawal in the Mold in Continuous Casting of Steel. Review and Analysis. *Eingereicht zur Veröffentlichung bei steel research int.*
- [21] Bessho, N., Yoda, R., Yamasaki, H., Fujii, T., Nozaki, T., Takatori, S.: Numerical Analysis of Fluid Flow in Continuous Casting Mold by Bubble Dispersion Model. *ISIJ Int.* 31 (1991) No. 1, S. 40-45
- [22] Tozawa, H., Kato, Y., Sorimachi, K., Nakanishi, T.: Agglomeration and Flotation of Alumina Clusters in Molten Steel. *ISIJ Int.* Vol. 39 (1999) No. 5, S. 426-434
- [23] Clift, R., Grace, J.R., Weber, M.E.: *Bubbles, Drops and Particles*. New York: Academic Press 1978
- [24] Peşteanu, O.: Elektromagnetische Konzentrationsverringern der nichtmetallischen Einschlüsse beim Stahlstranggießen. *Tagungsband Workshop Elektroprozesstechnik 2005, TU Ilmenau, Bericht 14*
- [25] Nakaoka, T., Taniguchi, S., Matsumoto, K., Johansen, S.T.: Particle-Size-Grouping Method of Inclusion Agglomeration and its Application to Water Model Experiments. *ISIJ Int.* Vol. 41 (2001) No. 10, S. 1103-1111
- [26] Ilegbusi, O.J., Szekely, J.: Effect of Magnetic Field on Flow, Temperature and Inclusion Removal in Shallow Tundishes. *ISIJ Int.* Vol. 29 (1989) No. 12, S. 1031-1039
- [27] Sinha, A. K., Sahai, Y.: Mathematical Modeling of Inclusion Transport and Removal in Continuous Casting Tundishes. *ISIJ Int.* Vol. 33 (1993) No. 5, S. 556-566
- [28] Zhang, L., Taniguchi, S., Cai, K.: Fluid Flow and Inclusion Removal in Continuous Casting Tundish. *Metall. Mater. Trans. B* Vol. 31 (2000) No. 2, S. 253-266
- [29] Peşteanu, O.: Short Contribution to the Mathematical Modeling of Coagulation Effect on Entrapped Inclusion Concentration in Continuously Cast Steel. *ISIJ Int.* 46 (2006) No. 2, S. 339-340
- [30] Peşteanu, O.: Short Contribution to the Study of the Washing Effect in Electromagnetic Stirrers for Continuous Casting. *ISIJ Int.* 43 (2003) No. 11, S. 1861-1862

Author:

Prof. Dr.-Ing. Ovidiu Peşteanu
Institut für Metallurgie
Technische Universität Clausthal
Robert-Koch-Str. 42
D-38678 Clausthal-Zellerfeld
Tel.: +49 5323 72-3107
Fax: +49 5323 72-3527
E-mail: ovidiu.pesteanu@tu-clausthal.de